



TITLE:

電磁場下におけるアーク溶融池内熱流動挙動のSPHシミュレーション (複雑流体の数理解析と数値解析)

AUTHOR(S):

伊藤, 真澄; 伊澤, 精一郎; 福西, 祐; 茂田, 正哉

CITATION:

伊藤, 真澄 ...[et al]. 電磁場下におけるアーク溶融池内熱流動挙動のSPHシミュレーション (複雑流体の数理解析と数値解析). 数理解析研究所講究録 2011, 1724: 131-142

ISSUE DATE:

2011-01

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/170465>

RIGHT:

電磁場下におけるアーク溶融池内熱流動挙動の SPH シミュレーション

東北大学大学院・工学研究科機械システムデザイン工学専攻

伊藤 真澄 (Masumi Ito) 伊澤 精一郎 (Seiichiro Izawa)

福西 祐 (Yu Fukunishi) 茂田 正哉 (Masaya Shigeta)

Department of Mechanical Systems and Design,

Tohoku University

1 緒言

TIG 溶接 (Tungsten Inert Gas Welding) は、タングステン製電極棒と母材の間に発生させたアーク放電の熱により母材を溶かし接合するアーク溶接法である。図 1 はその概略図である。直流 TIG 溶接の場合、通常タングステン側が陰極、母材側が陽極となり、電流は母材からタングステン電極棒へ向かって流れ、陽極-陰極間で発生したアークの熱により融解した母材金属は溶融池を形成する。このとき、その周囲は不活性ガスであるアルゴンのシールドガス流によって大気から遮断されているため、不純物の混入が極めて少なく、またスパッタの発生も少ない高品質な溶接結果が得られることがこの溶接法の特徴である。ただし、アーク熱源直下に形成される溶融池の状態が溶接結果の良し悪しに直結するので、溶融池内部の溶融金属の流動特性を正確に把握しておくことが溶接された製品の品質管理と溶接結果の向上には必要不可欠である。

溶融池では、シールドガスによる表面摩擦力、表面張力の勾配による応力 (マランゴニ効果)、電磁気力 (ローレンツ力) 及び浮力という 4 種の異なる力が駆動力として同時に作用するばかりでなく、熱伝達や相変化に加え、自由表面の変形も絡んだ複雑な現象が起きている。さらに、溶融池温度は鉄鋼材料では $1,500\text{K} \sim 2,500\text{K}$ 程度と非常な高温である上、そのサイズも電極棒径の数倍で $1 \sim 30\text{mm}$ 程度と小さく、計測は極めて困難である。総じてアーク溶融プロセスは計測も解析も容易でなく、溶融池内部の対流やその駆動力についての理解は不足しているのが現状である。電気工学や材料工学の分野ではアーク溶接プロセスの解析を行うにあたって、対流による影響を無視して溶融池内の温度分布は単純に熱伝導方程式に従うものと仮定し、溶融池形状の計算をモデル化するこ

とで溶接線に沿った母材形状の変化を調べる方法がしばしばとられている。これに対して、Tanaka *et al.* [1] や Nishiyama *et al.* [2] は、差分法を用いて溶融池内の対流まで組み込んだアーク溶融プロセスのシミュレーションを行い、溶融池表面の変形は組み込んでいないものの、溶融池及びシールドガスの温度分布や速度分布の時間変化と溶け込み形状の予測、そして対流を引き起こす駆動力などの点について定量的な評価を試みている。また最近では、高速度カメラにより撮影された溶接時のアーク画像を解析することで、スパッタの発生量を含むアーク現象の定量化技術の開発が進められる [3] とともに、2色の赤外線を用いた放射測温法により表面温度に限定されるが溶融池の直接計測も行われはじめており [4]、シミュレーション結果との比較が待たれている。

本研究では、3次元 SPH(Smoothed Particle Hydrodynamics) 法を用いてアーク溶接時の母材表面の波打ちまで組み込んだ相変化をとまなう溶融池の対流シミュレーションを行った。SPH 法は圧縮性流体を対象に開発された天体物理学を中心に発達した計算手法であるが、その簡便さから、現在では流体解析のみならず構造解析や土石流の侵食破壊現象の解析など幅広い分野で用いられている。我々のグループにおいても、溶射加工時を想定した超音速流体中の溶射材の運動 [5] やゲートを通過する人の流れ [6] といった圧縮性流体を対象とした運動解析をはじめとし、液柱崩壊やスロッシング [7]、ソルトフィンガー [8]、ベナール対流 [9]、インピーダンスポンプ [10]、液滴の落下衝突 [11]、冷却凝固する液膜の運動 [12] といった多種多様な非圧縮性流体の運動解析にまで SPH 法の適用範囲を広げ、良好な結果を収めている。中でも原田ら [13] は、SPH 法の電磁流体への適用を図り、茂田ら [14] や伊藤ら [15] はこの結果をもとに溶融池内対流の駆動力である表面せん断力と電磁気力、それに表面張力勾配のそれぞれの影響について評価した。本研究では、さらに浮力を加えて4つの駆動力全てが作用したときの溶融池内の流動特性について詳しく調べた。

2 計算方法及び計算条件

2.1 計算対象 本研究は TIG 溶接を模した条件下での溶融池形成を対象とするが、計算するのは陽極の母材部分だけでありシールドガス流やアークについては扱わない。母材表面を加熱するためのシールドガスの温度分布や摩擦の原因となるシールドガスの速度分布、そしてローレンツ力の原因となる電流密度分布については、大阪大学の田中学教授の研究グループ [1] にご提供頂いた差分法の計算データを使用した。また、シールド

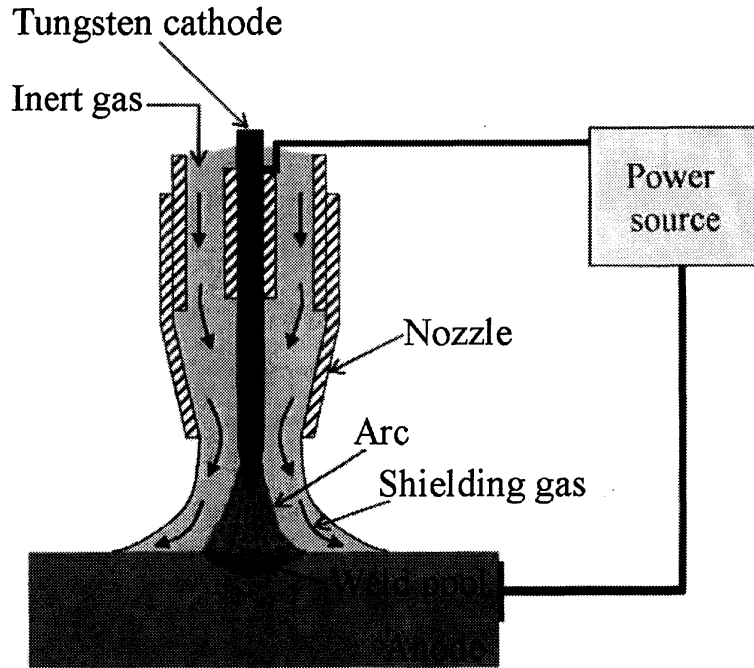


Fig. 1: Schematic view of TIG arc welding system.

ガスの温度と速度、それにローレンツ力の時間変化は小さいものとみなし、いずれも定常軸対称な分布を仮定した。

2.2 基礎方程式 3次元SPH法では、流体の運動は Navier-Stokes 方程式に従って移動する多数の粒子の集合に置き換えられて表現され、各粒子の質量はカーネル関数 $W(q)$

$$W(q) = \frac{1}{\pi h^3} \begin{cases} 1 - \frac{3}{2}q^2 + \frac{3}{4}q^3 & \text{if } 0 \leq q < 1 \\ \frac{1}{4}(2-q)^3 & \text{if } 1 \leq q < 2 \\ 0 & \text{if } 2 \leq q \end{cases} \quad (1)$$

によって空間に連続的に分布しているものとする。ここで $q = r/h$ であり、 r は粒子の中心からの距離、 h は分布の広がりを決める定数で SPH 粒子を同質量の球形粒子に置き換えたときの粒子直径に相当する。個々の粒子の運動は、このカーネル関数を用いて以下の方程式で与えられる。

$$\frac{\partial \mathbf{u}_a}{\partial t} = - \sum_b m_b \left(\frac{p_a}{\rho_a^2} + \frac{p_b}{\rho_b^2} \right) \nabla_a W_{ab} + \sum_b \frac{\mu_a + \mu_b}{2} \frac{\mathbf{v}_b - \mathbf{v}_a}{|\mathbf{r}_{ab}|} \frac{dA_v}{m_a} + \frac{\mathbf{F}_a}{m_a} \quad (2)$$

ここで、添え字 a, b は粒子番号を表し、添え字付の文字 m, μ, ρ, p は、それぞれ粒子の質量、粘性係数、密度及び圧力である、また、 \mathbf{r}_{ab} は粒子 a に対する粒子 b の相対位置

である。右辺第1項は粒子に相互作用する圧力勾配の効果、第2項は粒子間に働く粘性摩擦、第3項は粒子に働く外力を示す。外力については、重力のほかに、溶融池内の対流駆動力となるシールドガスによる摩擦力、表面張力の勾配による応力、電磁気力、そして浮力の4つの力を計算に組み込んだ。また、SPH法における粘性については微分したカーネル関数から求めた速度場の勾配を用いて与えるのが一般的だが、今回は非圧縮計算であることを考慮し、粒子間の粘性摩擦に置き換える単純なモデルで表した。2粒子間の平均速度勾配 $(\mathbf{v}_b - \mathbf{v}_a)/|\mathbf{r}_{ab}|$ と平均粘性摩擦係数 $(\mu_a + \mu_b)/2$ から粒子間に働く応力を求めることで粘性の効果を与えている。 dA_v は、応力が作用する粒子同士の接触面積に相当する量で、ここでは近似的に $dA_v = h^3/|\mathbf{r}_{ab}|$ とした。同様に熱伝導の効果についても粒子間の熱の授受に置き換えて計算している。以下は粒子の温度変化を示す式である。

$$\frac{\partial T_a}{\partial t} = \sum_b \frac{1}{2} \left(\frac{\lambda_a}{C_a} + \frac{\lambda_b}{C_b} \right) \frac{T_a - T_b}{|\mathbf{r}_{ab}|} \frac{dA_c}{m_a} + \frac{\mathbf{J}_a}{C_a m_a} \quad (3)$$

λ , C はそれぞれ熱伝導率, 比熱である。粒子間の接触面積である dA_c は近似的に $dA_c = \pi(4h^2 - |\mathbf{r}_{ab}|^2)W_{ab}$ で与えている。また \mathbf{J} は粒子に流入する単位時間当たりの熱量であり、溶融池表面でのシールドガスからの伝熱、仕事関数と電流密度に応じた加熱、表面温度に応じた輻射の3つを計算に組み入れた。本来はこれらに加えてジュール熱を与える必要があるが、他の3種に比べて発熱量が小さいという理由から無視している。上式にしたがって温度変化するのは融点より高温の液体と融点より低温の固体である。融点に達した固体粒子については、潜熱分を計算に組み入れるため一旦温度変化を止めて熱の流入のみをカウントし、潜熱分の熱を受け取った時点で液体に変わったとし温度変化を再開する。粒子温度が低下し固体から液体に変わる場合も同様の過程を経る。したがって、本計算では固液の共存状態は考慮していない。

2.3 非圧縮性 SPH 法 SPH法は元来圧縮性の流体解法である。粒子は、場の密度変化にもとづく圧力勾配によって加速あるいは減速される。粒子の運動方程式である式(2)の右辺第1項の圧力勾配項に、粒子位置における密度情報が変数として含まれているのはこのためである。ところが、計算対象とする溶融池内の対流速度はたかだか 1m/s であり、このような低マッハ数の流れ場を圧縮性流れとして計算するのははなはだ効率が悪い。便宜上音速の値を実際の物性値よりもはるかに小さな値にすることでこの問題を回避している例もあるが、我々のグループでは、粒子位置に修正を加え場の密度変化を

随時ならすことで近似的に非圧縮性の実現を図っている。この密度均一化アルゴリズムの詳細は他の文献に譲ることとして [16], ここではその概略を簡単に述べるにとどめる。

本アルゴリズムでは、時間進行を外力及び慣性による移動（陽進行）と密度分布調整のための移動（陰進行）の陽陰 2 段階に分けて行う。はじめの陽進行では、各粒子を現時刻の速度に加え粘性項及び外力項による加速・減速を計算した仮の速度で移動させる。続く陰進行では、粒子の移動の結果生じた粒子分布の偏りに起因した場の密度変化をならすため、粒子配置から求まる圧力勾配にしたがって粒子位置を調整する。次時刻の粒子速度は、陽陰計算前後の粒子位置の変化として定義する。このように、毎時刻陽陰のプロセスを繰り返すことで近似的に非圧縮性を保つのが本アルゴリズムの要諦である。

2.4 計算条件 図 2 に陽極の母材を模擬した計算領域を示す。図中にはわかりやすいように陰極の電極棒も書き加えてあるが、計算対象とするのは母材部分のみである。母材は直径 50mm、高さ 10mm の円筒形状であり、直径 1.0mm の粒子から構成されている。側面と底面は 2 層の静止した粒子（壁粒子）からなり、母材粒子を含む総粒子数は約 27,000 個である。計算上、母材粒子と壁粒子の双方に SUS304 の物性値を与えた。加熱位置は円筒中央であり、母材上面だけアーク溶接を模した条件で加熱する。初期の母材温度は 300K とし、壁粒子の温度は 300K のまま一定とした。図 3 は母材表面を流れるシールドガスの温度分布であり、この分布をもとに母材表面に流入する熱流束を算出した。ただし、すでに述べたように、シールドガスの温度分布は軸対称とし、またその時間変化はないものとしている。

2.5 外力 溶融池内部の対流現象に関わるシールドガスによる摩擦力、表面張力の勾配による応力、電磁気力及び浮力の 4 つの力は、以下のように算出した。前者の 2 つの力は溶融池表面に作用し、後者の 2 つの力は溶融池内部に作用する。まず、摩擦力と電磁気力はアーク熱源に対して定常軸対称であるものとし、図 4 と 5 に示される他の計算結果をもとに与えた。図 4 はシールドガスの半径方向速度の分布を表しており、この分布に摩擦係数を加味して溶融池の表面粒子に働く摩擦力を算出した。また、図 5 はアーク生成時の電流密度分布から求めたローレンツ力の分布をプロットしたものであるが、本計算では溶融池内部の粒子にその位置に応じた値を補間して与えている。浮力は、ブジネスク近似にもとづき、粒子自身の密度変化を無視して周囲の温度差に応じた鉛直方向の上昇力を計算して与えた。最後の表面張力勾配についてであるが、表面張力 γ の強度は温度や物質の濃度に応じて増減するため、溶融池のように表面の温度分布が不均一

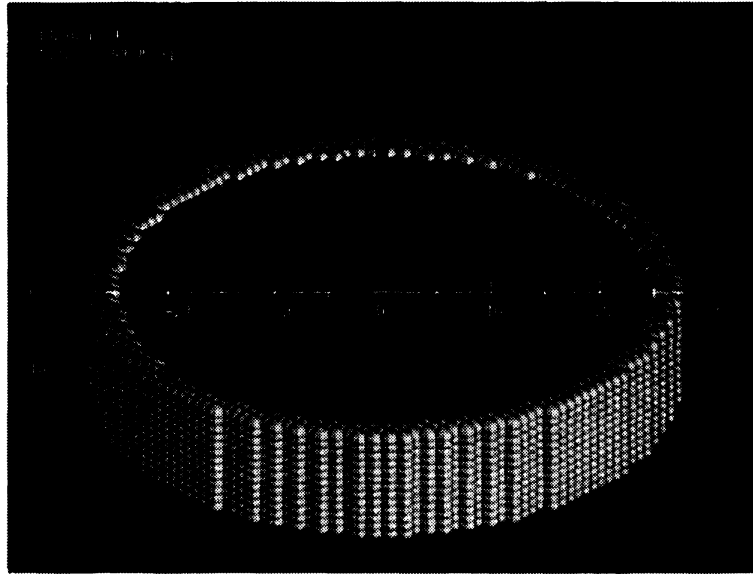


Fig. 2: Computational domain.

なところでは表面張力も不均一となり，張力の低いところから高いところへと表面が動く．一般に表面張力の温度特性は負の勾配を示すが，鉄鋼材料の場合は硫黄の含有率によって温度特性が変化し，硫黄の少ない材料では負の勾配，多い材料では正の勾配になることが知られている [17]．すなわち，負の勾配下では低温部分ほど表面張力が強くなり，表面は高温部から低温部へ向かって動く．これに対して正勾配下では逆で，低温部から高温部へ向かう．本研究では， $\partial\gamma/\partial t = -0.46(\text{mN/mK})$, $0.21(\text{mN/mK})$ という正と負の2つの場合を例にとって計算することとし，表面近傍の温度分布から表面粒子に働く駆動力を求め，熔融池表面の接線方向に与えた．この力は表面張力そのものではなく，単に表面張力勾配の作用を表したものにすぎず，通常のラプラス圧モデルのように表面の凹凸をならすような作用はない．

3 計算結果と考察

図6に，表面張力の温度勾配特性が負となる場合の融解した母材粒子の温度分布を示す．ただし，固体粒子は温度に関わらず濃灰色とした．なお，母材の SUS304 の融点は $1,750\text{K}$ であり，画像では底面と側面の壁粒子は除いて描かれている．白色の棒はタンゲステン電極で，母材表面の加熱場所を示している．時間刻みは 1ms で， $20,000$ ステップまで計算した．はじめ 300K で固体の状態にあった母材が，アーク直下の母材上面の中央部から加熱を続けると，次第に温度が上昇し融点を越えた部分から液体となって溶融

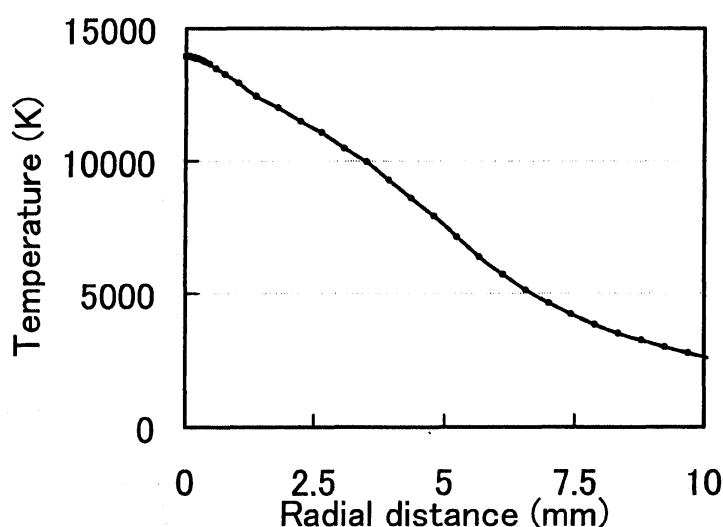


Fig. 3: Distribution of shield gas temperature in plane 1.064mm from surface(Tanaka *et al.*).

池を形成する様子が表れている。計算は $t=20.0\text{s}$ まで行ったが、 $t=10.0\text{s}$ になると温度場及び流れ場はほぼ定常状態に達し、その後の溶融池の形状に目立った変化は見られなくなった。一方、溶融池の表面においては表面が大きく変形し波打っている様子がわかる。これは、溶融池内部の持続的な対流によるものである。また、溶融池の形成が進行する過程で、液体の一部が溶融池の外へこぼれることがあった。このような溶融金属の飛散(スパッタ)は実際のアーク溶接でもしばしば起こるが、本計算では凹凸を小さくする表面張力の作用を計算に入れていないため、実現象より液の飛散が多いようである。また、このとき数個の液体粒子の集まりが固体表面の上を転がる様子が見られたが、これも濡れ性などが計算に入っていないので本来の溶融金属の挙動とは無関係である。

図7は、計算の最終ステップ ($t=20.0\text{s}$) における母材の断面図を切り出したものである。表面張力の温度勾配特性が正負で異なると、表面粒子に作用する接線方向の力の向きが反対となる。図7(a)は表面張力の温度勾配特性が負の場合の結果で、外向きに駆動力が働いている。同図(b)は正の場合の結果で、駆動力の向きは内向きである。両者の加熱条件をまったく同じにしても、表面張力の温度勾配特性の違いによって溶融池形状が全く異なることがわかる。特に、後者の場合、溶融池が縦に深く形成されたことがわかった。この結果は、Tanaka *et al.* [1] が示した、表面張力の温度特性が溶接の溶け込み形状に強く影響するという結果と一致しており、本計算結果の妥当性を示唆するもので

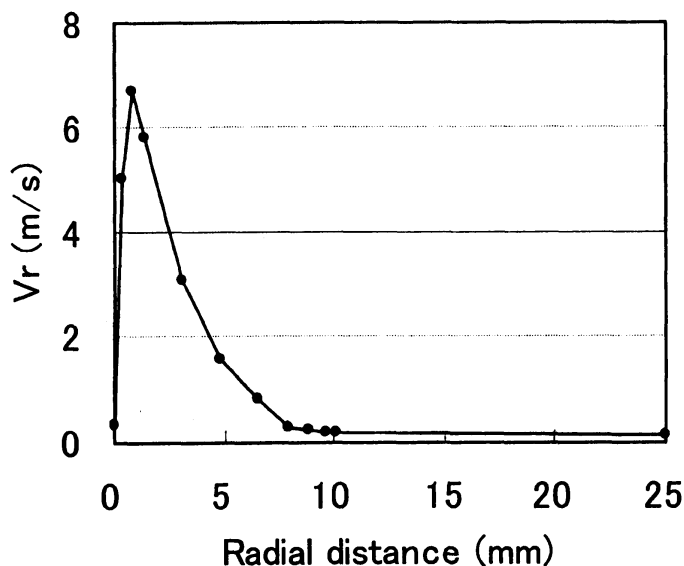


Fig. 4: Velocity profile of shield gas in plane 0.14mm from surface(Tanaka *et al.*).

ある.

4 結言

SPH法を用いて、アーク溶融池のシミュレーションを試みた。陽極の母材をTIG溶接の温度条件で加熱し、相変化も取り入れ、シールドガスによる摩擦力、表面張力の勾配による応力、電磁気力、浮力の4つの駆動力を与えて計算を行った。その結果、加熱によって形成された溶融池が内部で対流を起こし、それにともなって溶融池表面が波打つ様子を捉えることに成功した。特に表面張力の温度勾配特性の違いによって溶融池内部の対流が変化し、溶け込み形状が大きく変わる様子を再現することができた。今後は、粒子数を増やすことに加え、計算モデルに表面張力そのものの影響やシールドガスによる液面変形効果を組み込み、できるだけ実現象に近い条件でシミュレーションを行う予定である。また、溶融池上方を流れるシールドガスや電流場の解析を同時に行う方法も模索していきたいと考えている。

References

- [1] Tanaka, M., Ushio, M., and Lowke, J. J.:

"Numerical Analysis for Weld Formation Using a Free-Burning Helium Arc at At-

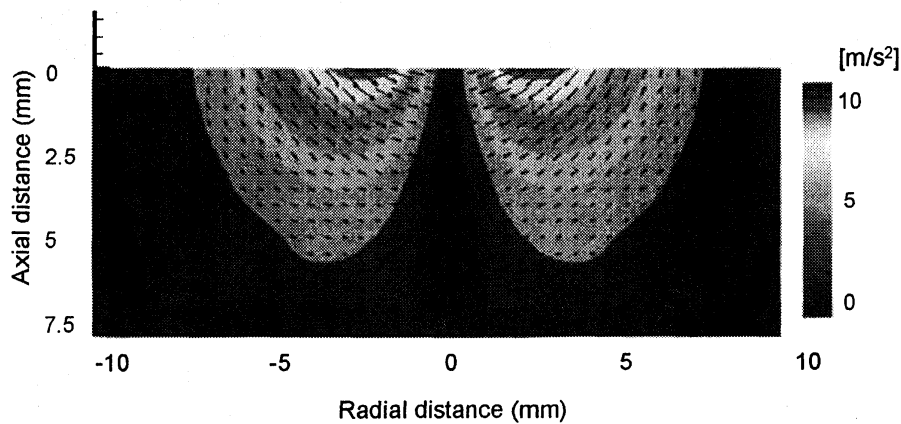


Fig. 5: Distribution of Lorentz force(Harata *et al.*).

mospheric Pressure”,

JSME Int. J. Series B, 48-3 (2005), pp. 397-404.

- [2] Nishiyama, H., Sawada, T., Takana, H. and Tanaka, M., Ushio, M.:
 ”Computational Simulation of Arc Melting Process with Complex Interactions”,
ISIJ Int., 46 (2006), pp. 705-711.
- [3] Namiki, N. and Suga, Y.:
 ”Observation of Arc Welding Phenomena with High-speed Camera and Analysis by
 Image Processing”,
JSME, 8 (2000), pp. 319-320 (in Japanese).
- [4] Yamazaki, K., Yamamoto, E., Suzuki, K., Koshiishi, F. Miyamoto, S., Tashiro, S.,
 Tanaka, M. and Nakata, K.:
 ”The Surface Temperature Measurement of Weld Pool by Infrared Two-Color Py-
 rometry”,
QJWS, 27-1 (2009), pp. 34-40 (in Japanese).
- [5] 上原 将人, 茂田 正哉, 伊澤 精一郎, 福西 祐:
 ”SPH 法を用いた超音速流における物質輸送シミュレーション”,
 日本機械学会東北支部第 44 期総会・講演会 講演論文集, (2009-3), 18-19 頁
- [6] 黒田 将史, 岡地 範明, 伊澤 精一郎, 福西 祐:
 ”ゲートを通過する人の流れの SPH 法によるシミュレーション”,

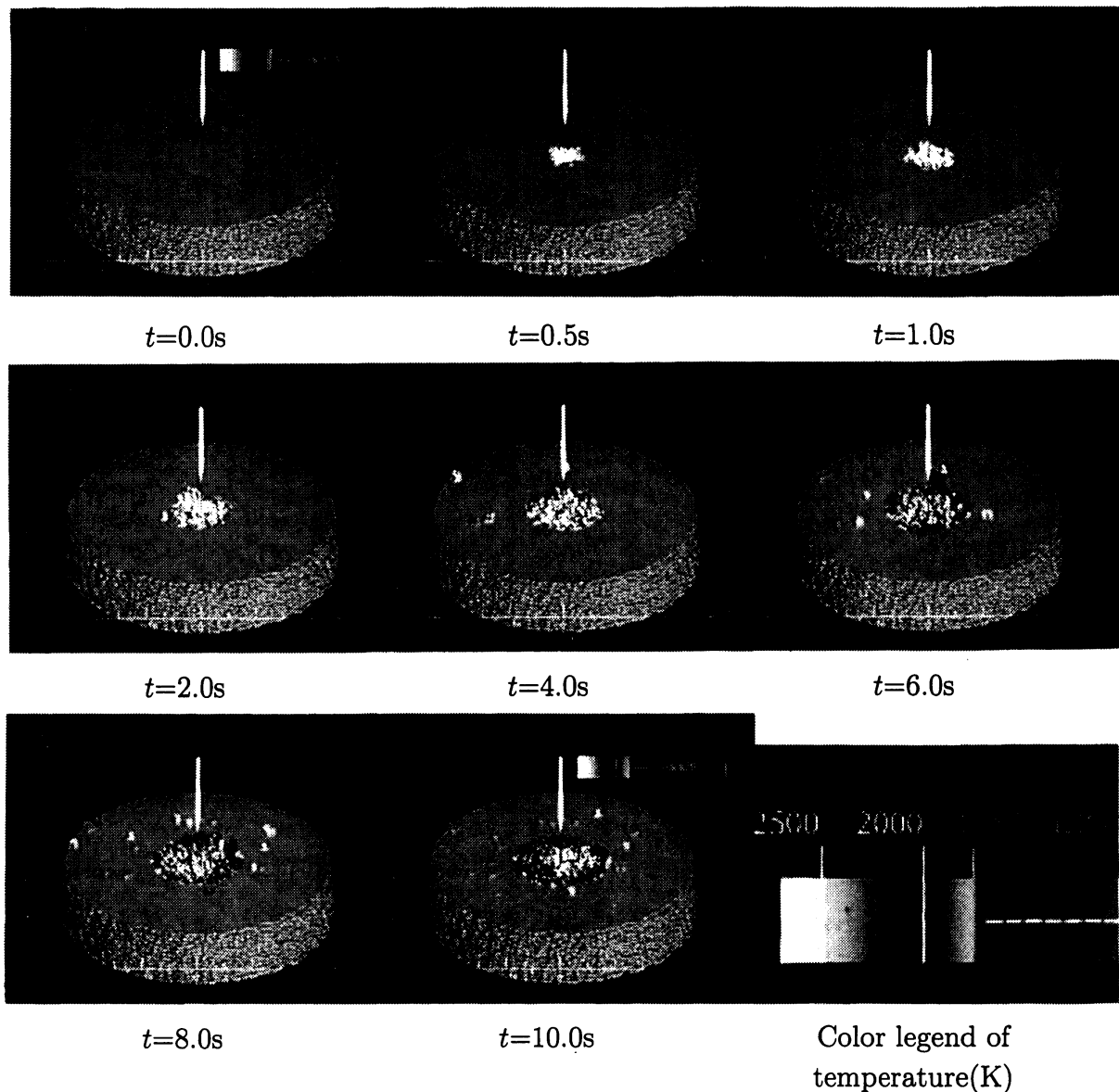


Fig. 6: Computation result of an arc melting simulation(low sulfur).

日本流体力学会誌「ながれ」, 21 巻別冊, 日本流体力学会年会 2002 講演論文集, (2002-7), 58-59 頁

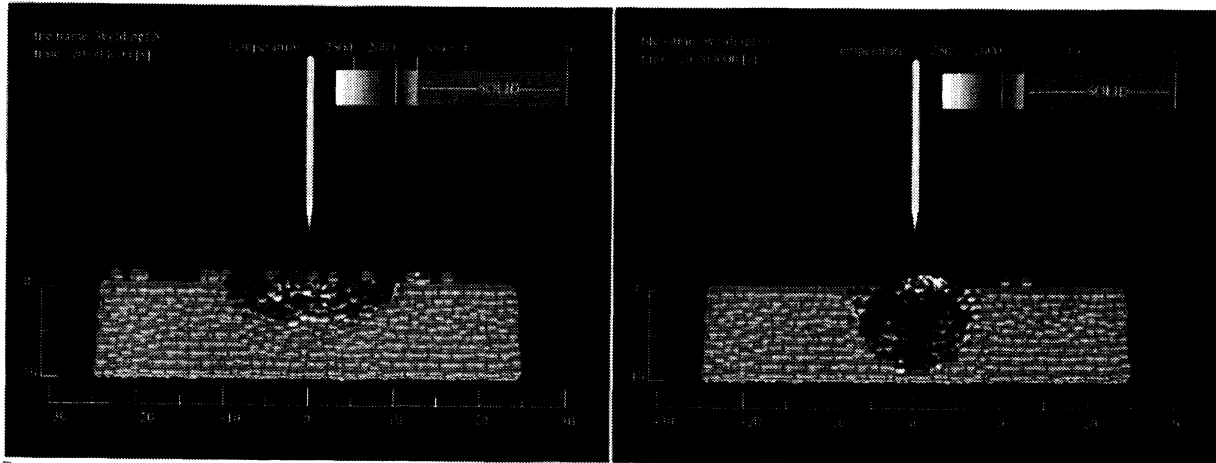
[7] 佐野 友哉, 伊澤 精一郎, 熊 鰲魁, 福西 祐:

”非圧縮性流体に拡張した SPH 法による自由表面及び移動境界を有する流れの数値シミュレーション”,

第 83 期日本機械学会流体工学部門講演会論文集, (2005-10), CD-ROM

[8] Shigeta, M., Watanabe, T., Izawa, S. and Fukunishi, Y.:

”Incompressible SPH Simulation of Double-Diffusive Convection Phenomena”,



(a) low sulfur

(b) high sulfur

Fig. 7: Simulation results of two types of weld pool ($t=20s$).

International Journal of Emerging Multidisciplinary Fluid Sciences, 1-1 (2009), pp. 1-18.

- [9] 根本 拓哉, 伊澤 精一郎, 熊 鰲魁, 福西 祐:
 ”熱輸送を伴う流れの SPH 法シミュレーション”,
 日本機械学会東北支部秋季講演論文集, 041-2 (2004), 85-86 頁
- [10] 林 宏樹, 茂田 正哉, 伊澤 精一郎, 福西 祐:
 ”SPH 法によるインピーダンスポンプ内流れの数値シミュレーション”,
 日本流体力学会年会 2007・講演論文集, (2007-8), CD-ROM
- [11] 本郷 卓也, 茂田 正哉, 伊澤 精一郎, 福西 祐:
 ”3次元非圧縮 SPH 法における気液界面に作用する表面張力モデル”,
 第 23 回数値流体シンポジウム講演論文集, (2009-12), CD-ROM
- [12] 阿川 雅教, 茂田 正哉, 伊澤 精一郎, 福西 祐:
 ”凝固しながら流下する液滴の 2 次元非圧縮 SPH シミュレーション”,
 日本機械学会東北支部第 45 期秋季講演会 講演論文集, 2009-2, (2009-9), 83-84 頁
- [13] 原田 圭輝, 茂田 正哉, 伊澤 精一郎, 福西 祐:
 ”SPH 法による MHD 流の数値シミュレーション”,
 日本機械学会 2007 年 年次大会・講演論文集, (2007-9), 333-334 頁
- [14] 茂田 正哉, 原田 圭輝, 伊澤 精一郎, 福西 祐:

”アーク溶接池内流れへの非圧縮 SPH 法適用の試み”,
日本流体力学会年会 2008・講演論文集, (2008-9), 91 頁 & CD-ROM

- [15] 伊藤 真澄, 伊澤 精一郎, 福西 祐, 茂田 正哉:
”非圧縮 SPH 法を用いたアーク溶融池内の流れの数値シミュレーション”,
日本機械学会 2009 年度年次大会・講演論文集, Vol.2 (2009-9), 125-126 頁
- [16] Okachi, N., Hirota, A., Izawa, S., Fukunishi, Y., Higuchi, H.:
”SPH Simulation of Pulsating Pipe Flow at a Junction”
1st International Symposium on Advanced Fluid Information, (2001-10), pp. 388-391.
- [17] Zacharia, T., David, S. A., Vitek, J. M., and Debroy, T.:
”Modeling of Interfacial Phenomena in Welding”
Metall. Trans. B, 21B, 600 (1990).